

Écriture temporelle d'une source aéro-acoustique harmonique dans les instruments de type flûte.

A. ERNOULT^{a,b}, B. FABRE^{a,b}

a. Sorbonne Universités, UPMC Univ Paris 06, UMR 7190, LAM, Institut Jean Le Rond d'Alembert, F-75005, Paris, France. ernoult@lam.jussieu.fr

b. CNRS, UMR 7190, Institut Jean Le Rond d'Alembert, F-75005, Paris, France.

Résumé :

La source acoustique des instruments de type flûte est liée à l'interaction d'un jet d'air oscillant et d'un biseau. Il existe principalement deux modélisations de cette source harmonique. La plus répandue est basée sur un dipôle de débit créé par la séparation du jet par le biseau. La seconde est basée sur l'interaction entre la vorticit   créée par le jet, et le champ acoustique présent dans la zone de développement du jet. Pour de faibles vitesses de jet, la vorticit   peut   tre approxim  e par une s  rie de vortex discrets. On propose dans cette   tude une expression temporelle du mod  le r  sultant, appel   "Discret-Vortex".

Abstract :

The acoustic source of flute-like instrument is linked to the interaction of an air-jet with an edge. Two models exist to describe this harmonic source. The most common is based on a flow dipole created by the jet separation around the edge. The second one is based on the acoustic source created by the translational movement of the vorticity due to the jet through the acoustic field. For low jet velocity, the vorticity can be approximated by two lines of discrete vortices. This study proposes a temporal expression of the resulting model.

Mots clefs : Sons de vortex ; Instruments de type fl  te

1 Introduction

Les instruments de type flûte regroupent l'ensemble des instruments dont la source acoustique est créée par l'interaction d'un jet d'air avec un biseau prolongé par un résonateur (flûte à bec, flûte traversière, certains tuyaux d'orgue, flûte de pan, etc). Il n'existe pas de consensus sur les mécanismes à l'origine de cette source, cependant le fonctionnement global admis peut se résumer comme suit [1, 2]. Le jet d'air est formé par une surpression en amont d'un canal. Le jet formé, naturellement instable, se développe sur une certaine distance, appelée fenêtre, avant d'interagir avec le biseau. La source acoustique liée à cette interaction est ensuite "filtrée" par le résonateur de l'instrument. La surpression ainsi filtrée, est alors la principale perturbation que subira le jet à la sortie du canal. Le jet étant instable, il amplifie et convecte cette perturbation le long de la fenêtre jusqu'à atteindre le biseau. C'est cette perturbation qui est à l'origine de la source. On obtient finalement un système bouclé résumé sur la figure 1. La fréquence du son produit est liée à un équilibre entre le retard induit par le résonateur et le temps nécessaire pour convecter la perturbation jusqu'au biseau.

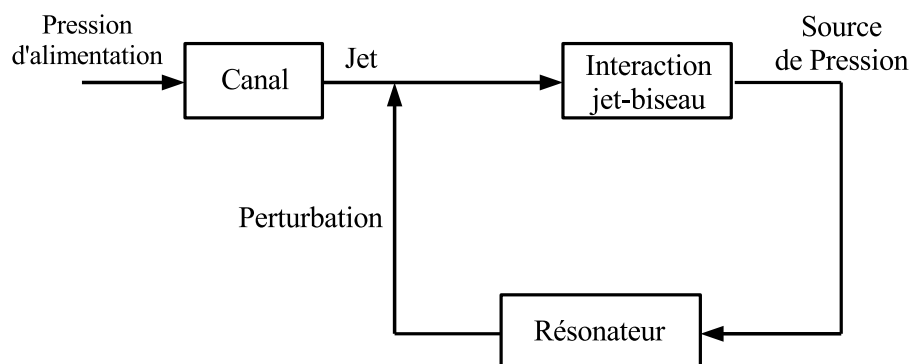


FIGURE 1 – Schéma général des instruments à embouchure de type flûte.

Il existe principalement deux modélisations de la source acoustique liée à l'interaction jet-biseau. Le modèle le plus couramment utilisé suppose que la déstabilisation du jet au niveau du biseau est suffisamment faible pour que l'écoulement reste laminaire. Le jet est alors séparé en deux par le biseau. On associe un dipôle de débit à cette division, qui, du fait de l'oscillation du jet de part et d'autre du biseau, est un dipôle oscillant. Ce dipôle crée alors une différence de pression à l'origine de la source acoustique. Ce modèle est appelé le modèle "jet-Drive".

Le deuxième modèle, initié par Meissner [3] et Dequand [4], s'intéresse à la vorticité créée par les couches de cisaillement de part et d'autre du jet. La perturbation du jet provoque une dissymétrie de la distribution de la vorticité sur chaque couche de cisaillement. De plus, cette perturbation est convectée dans la fenêtre de l'instrument où la vitesse acoustique est élevée. Cette vorticité crée alors une force de type Coriolis qui, en moyenne sur une période, fournit une puissance au champ acoustique comme montré par Dequand [5]. Au cours du développement du jet le long de la fenêtre, la vorticité de chaque couche de cisaillement se concentre petit à petit en certains points particuliers. Lorsque les temps de convections de la perturbation de long de la fenêtre sont élevés (vitesse de jet faible ou fenêtre grande), on admet alors que chaque couche de cisaillement est associée à une série de vortex ponctuel dont la répartition est liée à la perturbation initiale du jet. La puissance transmise au champ acoustique sur une période peut alors être calculée [5]. Ce modèle est appelé "Discret vortex".

Cette étude présente une description temporelle du modèle discret vortex basée sur de fortes hypothèses, qui permet une simulation du son produit par ce modèle. Pour cela, des hypothèses sur la formations des vortex et leur répartition le long des couches de cisaillement sont faites, et la source acoustique associée à l'interaction vortex-champ acoustique est explicitée.

2 Positions des vortex

Dans toute cette étude nous supposons que le problème est invariant suivant la profondeur H de la fenêtre (axe \hat{z} sur la figure 2). On se réduit donc à un problème 2D. Dans cette étude nous supposons que le jet est sensible uniquement aux perturbations qu'il subit en sortie du canal. Cette hypothèse s'appuie sur plusieurs études sur la réceptivité du jet dans les instruments de type flûte [6, 7, 8]. La perturbation du

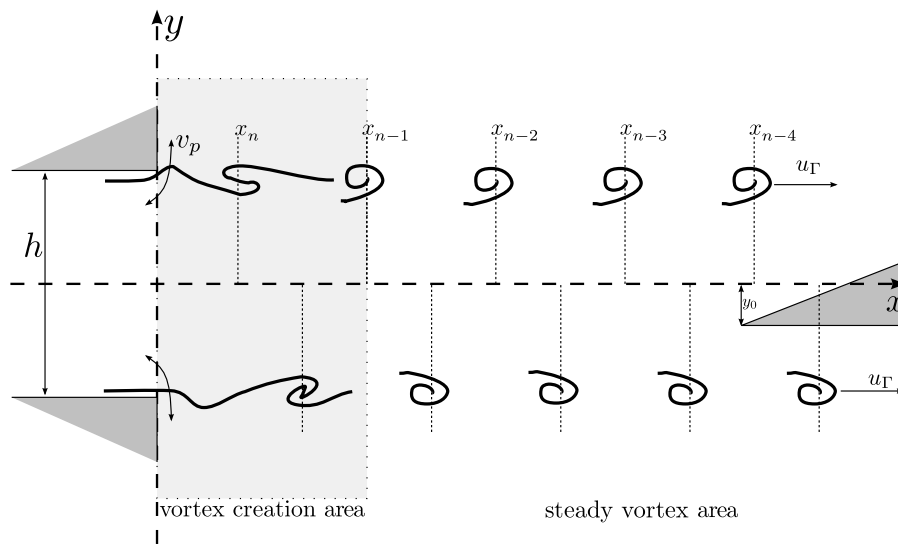


FIGURE 2 – Schéma récapitulatif du modèle discret vortex.

jet est principalement liée à la vitesse acoustique v_p , qui est une perturbation transverse au niveau du canal (fig.2). Dans cette étude nous supposons cette perturbation parfaitement harmonique, oscillant à la fréquence de résonance du système. La vorticité des couches de cisaillement oscille donc au cours du temps autour d'une valeur moyenne. La largeur du jet h étant très inférieure à la longueur d'onde ($h \ll \lambda$), v_p est supposée homogène sur l'espace considéré. Les oscillations des vorticités de chaque couche de cisaillement sont alors en opposition de phase (lorsque la vorticité est maximale sur la couche de cisaillement supérieur, elle est minimale sur la couche inférieur).

D'après les travaux de Nelson [9], la vorticité d'une couche de cisaillement tend à se concentrer sur ses maxima au cours du développement du jet. Nous supposons, qu'au bout d'une certaine distance de développement, ces points, assimilés alors à des vortex, concentrent toutes la circulation initiale de la couche de cisaillement. En cohérence avec les travaux de Bruggeman [10], nous admettons que ces vortex sont convectés à la vitesse $u_\Gamma = 0.4u_0$, où u_0 est la vitesse du jet, supposée uniforme sur toute sa hauteur. On obtient donc au final deux lignes de vortex périodiques convectées à la vitesse u_Γ , décalées d'une demi période entre les couches de cisaillement supérieur et inférieur (fig 2). Ces vortex jouent le rôle de source acoustique.

3 Source acoustique

La puissance \mathcal{P}_n fournie par le $n^{ième}$ vortex en mouvement au champ acoustique peut s'écrire :

$$\mathcal{P}_n = \mathbf{F}_n \cdot \mathbf{v}_{ac}(x_n, y_n), \quad (1)$$

$$\mathbf{F}_n = -H\rho\Gamma_n \wedge \mathbf{u}_\Gamma, \quad (2)$$

où $\mathbf{v}_{ac}(x_n, y_n)$ est la vitesse acoustique en (x_n, y_n) , emplacement du vortex considéré, \mathbf{F}_n est assimilable à une force de Coriolis, dépendant de la circulation Γ_n du vortex considéré et de la masse volumique de l'air ρ . La circulation de chaque vortex est calculée en supposant la conservation de la circulation de la couche de cisaillement au cours du développement des vortex. Pour une perturbation harmonique de période T , chaque vortex concentre la circulation initialement répartie sur une distance $u_\Gamma T$. La circulation du vortex s'écrit alors :

$$\Gamma_n = \pm T u_0 u_\Gamma \hat{\mathbf{z}}, \quad (3)$$

$\hat{\mathbf{z}}$ étant la direction normale à la perturbation et à la vitesse de convection et le signe dépendant de la couche de cisaillement considérée (fig2). Pour calculer la puissance fournie au champ acoustique par chaque vortex, il faut, d'après l'équation 1, connaître le champ de vitesse acoustique \mathbf{v}_{ac} à la position de chacun des vortex, à chaque instant. Pour cela Auvray [11] propose de calculer les lignes de champ via une simulation d'écoulement par éléments finis. Avec ce calcul, on retrouve que l'effet des vortex proches de la pointe du biseau fournissent une puissance acoustique beaucoup plus importante que les autres.

Finalement la source acoustique peut s'écrire, en combinant les équations 1 2 et 3, et en sommant l'ensemble des puissances fournies par chacun des vortex présent dans la fenêtre de l'instrument.

$$\mathcal{P}(t) = \sum \mathcal{P}_n, \quad (4)$$

On obtient ainsi une source acoustique qu'il est possible d'implémenter dans des simulations temporelles. Une son simulé peut alors être produit.

4 Conclusion et perspectives

A travers ce travail nous proposons des simplifications et des hypothèses permettant une écriture temporelle du modèle "Discret vortex", jusqu'alors uniquement étudié en terme d'apports énergétiques moyens. Il est alors maintenant possible de simuler le son de ces instruments avec ce modèle de source. L'étude des sons produits permettra de le raffiner.

Ce modèle peut être aussi élargi aux vitesses de jet plus faibles, ou aux fenêtres plus longues, conditions pour lesquelles on ne peut plus faire l'hypothèse de vortex discrets. Il faudra alors rendre compte d'une distribution plus complexe de la vorticité, qui permettra de tester la validité de ce modèle dans d'autres conditions.

Une description plus précise de l'évolution de la vorticité, notamment lors de la création du jet, permettrait d'avoir un outil supplémentaire dans l'étude des transitoires d'attaques dans ces instruments. En effet les mécanismes sources initiant l'oscillant du jet sont encore assez peu compris.

Références

- [1] B. Fabre and A. Hirschberg, “Physical modeling of flue instruments : a review of lumped models,” vol. 86, no. 4, pp. 599–610.
- [2] A. Chaigne and J. Kergomard, *Acoustique des instruments de musique*. Collection Echelles, Belin.
- [3] M. Meissner, “Aerodynamically excited acoustic oscillations in cavity resonator exposed to an air jet,” vol. 88, no. 2, pp. 170–180.
- [4] S. Dequand, J. F. H. Willems, M. Leroux, R. Vullings, M. van Weert, C. Thieulot, and A. Hirschberg, “Simplified models of flue instruments : Influence of mouth geometry on the sound source,” vol. 113, no. 3, p. 1724.
- [5] S. Dequand, “Duct aeroacoustics : from technological applications to the flute.”
- [6] C. Ségoufin, B. Fabre, M. P. Verge, A. Hirschberg, and A. P. J. Wijnands, “Experimental study of the influence of the mouth geometry on sound production in a recorder-like instrument : Windway length and chamfers,” vol. 86, no. 4, pp. 649–661.
- [7] P. de La Cuadra, “The sound of oscillating air jets : Physics, modeling and simulation in flute-like instruments.”
- [8] F. Blanc, V. François, B. Fabre, P. de la Cuadra, and P.-Y. Lagrée, “Modeling the receptivity of an air jet to transverse acoustic disturbance with application to musical instruments,” vol. 135, no. 6, pp. 3221–3230.
- [9] P. A. Nelson, N. A. Halliwell, and P. E. Doak, “Fluid dynamics of a flow excited resonance, part II : Flow acoustic interaction,” vol. 91, no. 3, pp. 375–402.
- [10] J. C. Bruggeman, “The propagation of low-frequency sound in a two-dimensional duct system with T joints and right angle bends : Theory and experiment,” vol. 82, no. 3, pp. 1045–1051.
- [11] R. Auvray, A. Ernoul, B. Fabre, and P.-Y. Lagrée, “Time-domain simulation of flute-like instruments : Comparison of jet-drive and discrete-vortex models,” vol. 136, no. 1, pp. 389–400.